Untersuchungen
über den Einfluss der Eigendämpfung in gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

Von

Felix Gerth.

Halle a. S. 1909.
Druck von Theodor Unger Nachf., Altenburg S.-A.

Untersuchungen über den Einfluss der Eigendämpfung in gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen.

(Mitteilungen der Physikalischen Versuchs-Station Halle-Cröllwitz.)
(No. 18.)

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

ACAD. LAND BAU BIBL.

Hohen Philosophischen Fakultät

der

Vereinigten Friedrichs-Universität Halle-Wittenberg

Vorgelegt von

Felix Gerth
aus Nitzschka (Sachsen-Altenburg).

Halle a. S. 1909.
Druck von Theodor Unger Nachf., Altenburg S.-A.

Referent: Geh. Regierungsrat Prof. Dr. E. **Dorn.**

Meinem lieben Vater,
dem Andenken meiner lieben Mutter!

Inhaltsangabe.

Einleitung 5
1. Kapitel. Die Capacität der Messkreise als Fehlerquelle bei der Berechnung der Dämpfung 7
Bestimmung der Capacität der Messkreise 9
2. Kapitel. Einfluss der Zusatzwiderstände auf die Dämpfung 10
a) Eigendämpfung des Primärkreises 10
b) Eigendämpfung der Antenne 13
c) Primärkreis und Antenne gekoppelt
A. Widerstand im Primärkreis 15
B. Widerstand in der Antenne 16
3. Kapitel. Einfluss des Widerstandes auf die Maximalamplitude der Resonanzkurve 18
4. Kapitel. Beziehung zwischen Dämpfung und Maximalamplitude der Resonanzkurve 20
5. Kapitel. Untersuchungen über die Stosserregung 21
Zusammenstellung der Resultate 26

Bezeichnungen.

L = Coefficient der Selbstinduktion.
C = Capacität
n = Frequenz in einer Sekunde.
λ = Wellenlänge.
Λ = Logarithmisches Dekrement.
w | Widerstand.
Ω | Ohm.
a = Maximalamplitude der Resonanzkurve.
γ = Winkelstellung des Drehcondensators.

Die Indices $_a$ und $_p$ beziehen sich auf Antenne und Primärkreis.

Einleitung.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden auf der Physikalischen Versuchsstation Cröllwitz bei Halle a. S. ausgeführt. Wie alle modernen Stationen für drahtlose Telegraphie ist diese mit einem Sendesystem nach F. Braun versehen. Ein verhältnismässig grosse Capacität und wenig Selbstinduktion enthaltender Primärkreis (Condensatorkreis), in dem sich die Funkenstrecke befindet, ist mit dem Sekundärkreis (Antenne), der wie alle Sender erheblich kleinere Capacität und grosse Selbstinduktion besitzt, gekoppelt, und zwar wurde bei den Versuchen teils eine sehr lose induktive, teils eine starke galvanische Kopplung benutzt.

Ein Schema der beiden Schwingungskreise nebst den damit durch lose induktive Kopplung verbundenen Messkreisen gibt Figur 1.

Für die genauere Orientierung über die gesamte Sendeeinrichtung verweise ich auf die in Halle erschienene Dissertation von Joh. Kaiser: „Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme". Hier sei nur erwähnt, dass die Kopplungsspulen beider Messkreise durch einen Umschalter mit einem Drehcondensator nach Dönitz[1]) verbunden werden konnten, der die Wellenlängen mittels einer Aichkurve zu bestimmen gestattete. An diese Messkreise war lose induktiv ein Kreis mit Thermoelement gekoppelt, der keine Capacität enthielt und wegen der dadurch bestehenden Verstimmung gegen die Messkreise nur erzwungene Schwingungen aufzunehmen imstande war. Der im Thermoelement entstehende Gleichstrom wurde mit einem empfindlichen Spulengalvanometer nach Deprez d'Arsonval gemessen. Die Messkreise waren so angeordnet, dass fremde Einwirkungen nicht in Betracht kommen konnten und waren lose an das zu untersuchende System angekoppelt.

Zur Bestimmung der Dämpfung wurde die Resonanzmethode nach Bjerknes benutzt, die das logarithmische Dekrement aus der Breite der mit dem Drehcondensator aufgenommenen Resonanzkurven zu berechnen gestattet. Speziell gelangten die mit Hülfe der modifizierten Formel von Bjerknes [2]) graphisch dargestellten Dämpfungslinien, welche die geradlinige Beziehung zwischen der Breite der Resonanzkurve und der Dämpfung ausdrücken, zur Anwendung.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war folgende:

1. Die Gültigkeit der theoretisch gefundenen linearen Beziehung[3]) zwischen dem Widerstand und der Dämpfung, die daraus resultiert, experimentell nachzuweisen.
2. Auf empirischem Wege eine Beziehung zwischen Amplitude und Dämpfung zu finden, welche die letztere aus der ersteren mit grosser Annäherung zu berechnen gestattet.
3. Den Charakter der Stosserregung bei sehr loser Kopplung näher zu untersuchen.

---

[1]) Elektrot. Zeitschrift. 1903, 920 u. 1024.
[2]) Zenneck, Elektrom. Schwing. 1905, 623.
[3]) Drude, Ann. d. Phys. 13 p, 512ff. 1904.

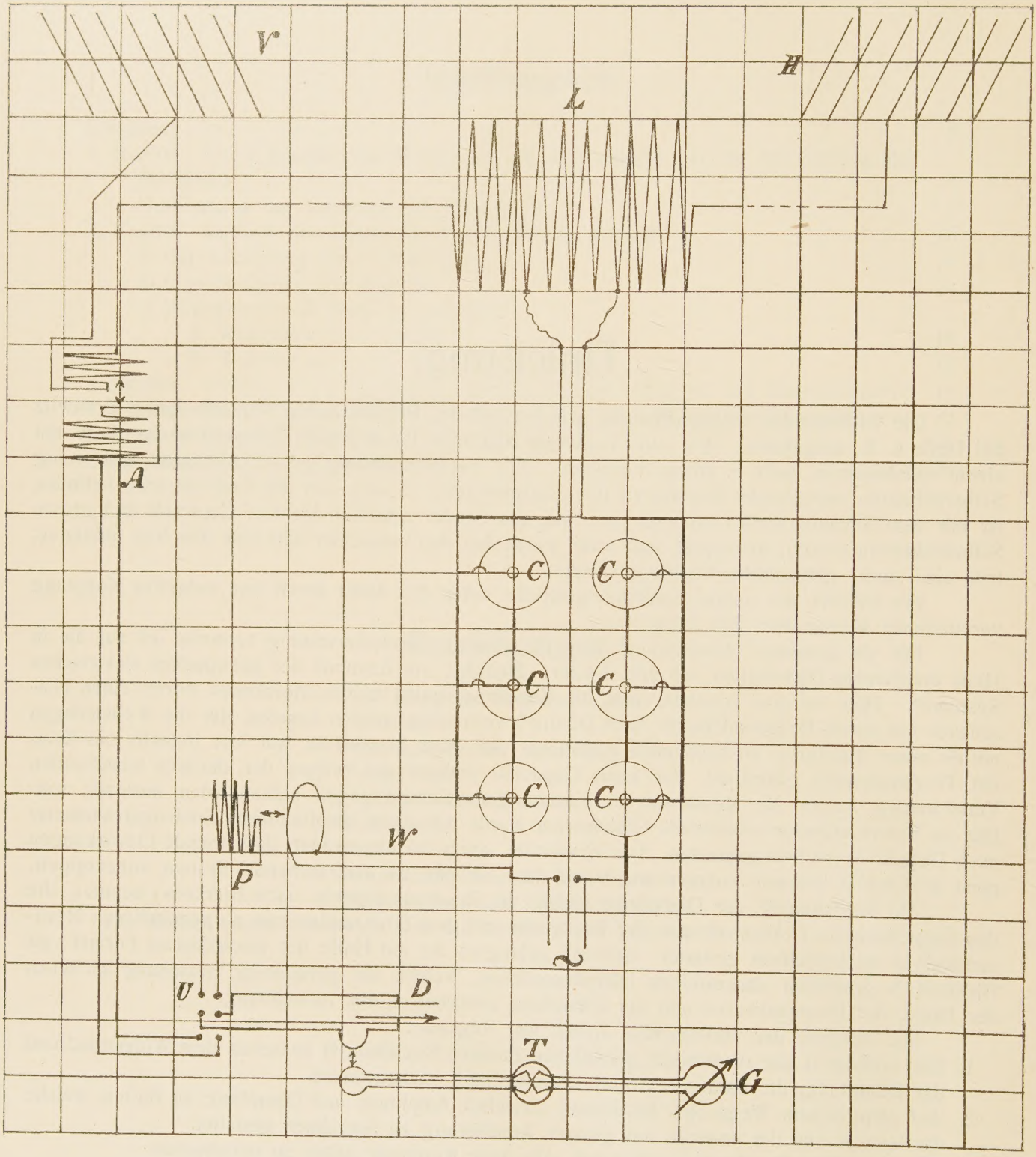

Fig. 1. **Schema der Schwingungskreise.**

F Funkenstrecke, C Capacitäten, L Selbstinduktion in der Antenne, V Vertikalharfe, H Horizontalharfe, P Primärmesskreis, A Antennenmesskreis, U Umschalter, D Dönitz-Wellenmesser, T Thermoelement, G Spiegelgalvanometer, W Strecke zum Einsetzen der Widerstände.

1. Kapitel

Die Capacität der Messkreise, eine Fehlerquelle bei der Berechnung der Dämpfung aus der Breite der Resonanzkurve.

Die Selbstinduktion der beiden Messkreise war verschieden. Untersucht man eine Schwingung von derselben Frequenz mit beiden Kreisen, so muss das Verhältnis der in die Kreise einzuschaltenden Capacitäten gleich dem umgekehrten Verhältnis der Selbstinduktionen sein. Ferner muss das Verhältnis derjenigen Capacitäten, deren Einschaltung in die Messkreise bei den verschiedenen Frequenzen der zu messenden Schwingungen erforderlich ist, constant sein, da das Verhältnis der Selbstinduktionen bis auf sehr kleine Grössen constant bleibt.

Ist also L_p und C_p die Selbstinduktion und Capacität des Primärmesskreises, L_a und C_a die Selbstinduktion und Capacität des Antennenmesskreises, so gilt die Beziehung

$$\frac{1}{n} = 2\pi\sqrt{L_p \cdot C_p} = 2\pi\sqrt{L_a \cdot C_a} \quad \text{oder}$$

$$L_p \cdot C_p = L_a \cdot C_a$$

$$\frac{C_a}{C_p} = \frac{L_p}{L_a} \quad \text{Nun ist}$$

$$\frac{L_p}{L_a} = \text{constant, mithin}$$

$$\frac{C_a}{C_p} = \text{constant.}$$

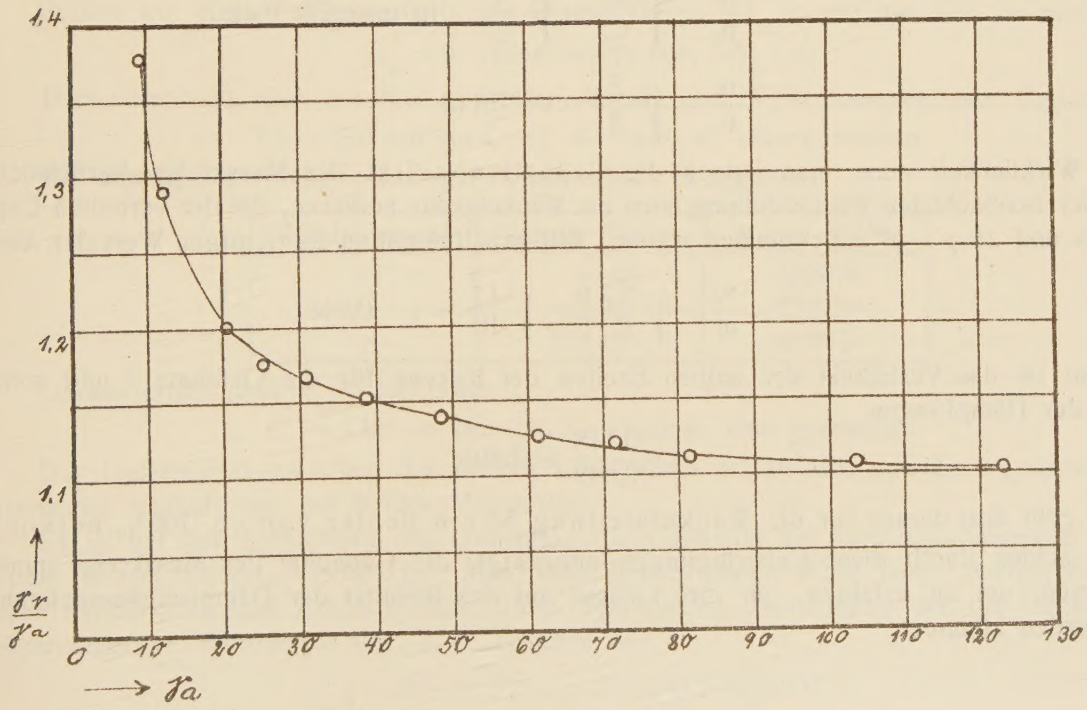

Fig. 2. **Vergleich der beiden Messkreise.**

Da nun die Winkelstellungen des Drehkondensators, die γ_p und γ_a seien, den Capacitäten desselben proportional sind, also

$$\frac{\gamma_a}{\gamma_p} = c \cdot \frac{C_a}{C_p}, \text{ so}$$

muss auch $\frac{\gamma_a}{\gamma_p}$ für alle Frequenzen einen constanten Wert besitzen. Das von Kaiser[1]) angegebene Resultat (Fig. 2) zeigt jedoch, dass dies nicht der Fall ist, was vermuten lässt, dass ausser der Capacität des Condensators in der beobachteten Winkelstellung auch die verteilte Capacität des Messkreises in Betracht kommt.

Liegt nun das Maximum einer Resonanzkurve bei kleineren Condensatorgraden, so berechnet man bei Ausserachtlassung der erwähnten verteilten Capacitäten eine zu grosse Dämpfung, wie folgendes Beispiel zeigt:

Die Capacität des Antennenmesskreises nebst derjenigen des Condensators in der Nullstellnng entspricht nach meinem Nachweise (unten Seite 9) 6 Graden des Drehcondensators. Wir nehmen an, wir finden das Maximum der Resonanzkurve bei $\gamma_r = 5^0$ des Drehcondensators und ein anderer Punkt der Resonanzkurve, der die Ordinate β besitze, liege bei $\gamma_\beta = 4^0$ des Drehcondensators. Bei der Berechnung der Kurve wird als Abscisse das Verhältnis der Schwingungszahlen $\frac{n_\beta}{n_r}$ aufgetragen, wobei n_β die Frequenz für die Ordinate β, n_r diejenige für die Maximalordinate der Resonanzkurve bezeichnen soll. Nun ist

$$n_\beta = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \cdot C_\beta}} \text{ und}$$

$$n_r = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \cdot C_r}}, \text{ mithin}$$

$$\frac{n_\beta}{n_r} = \sqrt{\frac{C_r}{C_\beta}} = \sqrt{\frac{\gamma_r}{\gamma_\beta}}. \text{ In unserem Falle:}$$

$$\frac{n_\beta}{n_r} = \sqrt{\frac{5}{4}} = 1 + 0{,}118$$

In Wirklichkeit muss man jedoch die Gesamtcapacität des Messkreises berücksichtigen, somit zu der beobachteten Winkelstellung noch die Winkelgrade addieren, die der verteilten Capacität entsprechen und zu $\gamma = 6^0$ angenommen waren. Wir erhalten mithin als richtigen Wert der Abscisse:

$$\frac{n_\beta}{n_r} = \sqrt{\frac{5+6}{4+6}} = \sqrt{\frac{11}{10}} = 1 + 0{,}049$$

Also ist das Verhältnis der halben Breiten der Kurven für die Ordinate β und somit das Verhältnis der Dämpfungen

$$\frac{0{,}118}{0{,}049} = 2{,}408$$

Es geht also daraus für die Winkelstellung 5^0 ein Fehler von ca. 100% hervor[2]).

Es schien durch diese Ueberlegungen angezeigt, die Capacität der Messkreise quantitativ zu bestimmen, um zu erfahren, ob ihre Grösse auf das Resultat der Dämpfungsberechnung von Einfluss werden könnte.

---

[1]) Joh. Kaiser, Dissertation, Halle a. S., 1909, pag. 10.

[2]) Die Zunahme der Dämpfung bei niederen Condensatorgraden soll mit der Randstrahlung zusammenhängen, scheint aber mehr auf oben erwähnten Ursachen zu beruhen.

Bestimmung der Capacität der Messkreise.

Es wurden die durch feste Kopplung zwischen Primärkreis und Antenne entstehenden beiden Wellen benutzt. Das Maximum der langen Welle möge bei Condensatorgrad γ_1, das der kürzeren bei γ_2 liegen. Jetzt verändern wir die Selbstinduktion des Messkreises, sodass das Maximum der langen Welle auf γ_1', das der kurzen auf γ_2' zu liegen kommt. Das Verhältnis der kurzen und langen Welle bleibt dasselbe, mithin auch das Verhältnis der entsprechenden Gesamtcapacitäten des Messkreises. Bezeichnen wir die Capacität des Messkreises nebst derjenigen des Condensators in der Nullstellung mit γ_x, so erhalten wir:

$$\frac{\gamma_1 + \gamma_x}{\gamma_2 + \gamma_x} = \frac{\gamma_1' + \gamma_x}{\gamma_2' + \gamma_x}$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich:

$$\gamma_x = \frac{\gamma_2\,\gamma_1' - \gamma_2'\,\gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2') - (\gamma_1' + \gamma_2)}$$

In folgender Tabelle sind die gemessenen Werte, wobei eine Kopplung $K = 56\%$ benutzt wurde, für den Antennenmesskreis angegeben. Dabei bestand die Spule, die hauptsächlich die Selbstinduktion des Messkreises repräsentierte, im ganzen aus 15 Windungen.

Windungszahl	Lange Welle	Kurze Welle
15	46,62°	10,67°
10	80,5°	21,62°
5	165,4°	48,42°

Setzen wir diese Zahlenwerte in die Formel für γ_x ein, so erhalten wir als mittlere Grösse

$$\gamma_{x_a} = 6^0 \text{ [Einzelwerte 6,9; 5,5; 6,5]}$$

Dies entspricht nach der hier geprüften Angabe des Wellenmessers einer Capacität von

$$C_a = 270 \text{ cm im C. G. S.-System, elst. gemessen.}$$

Die analogen Messungen für den Primärmesskreis ergaben:

Windungszahl	Lange Welle	Kurze Welle
16	53,0°	13,875°
12	82,95°	23,325°
8	152,45°	44,975°

Daraus erhält man $\gamma_{x_p} = 3{,}5^0$, oder

$$C_p = 135 \text{ cm im C.G.S.-System, elst. gemessen.}$$

Der Unterschied zwischen den beiden Capacitäten erklärt sich aus der Verschiedenheit der geometrischen Verhältnisse der beiden Messkreise.

Es ist bei der Aufstellung der Gleichung die Capacität der herausgenommenen Windungen der Spule unberücksichtigt gelassen. Man kann jedoch durch Wahl einer zweiten Kopplung K_1 zwischen Primärkreis und Antenne auch diese bestimmen. Bezeichnen wir die Capacität von ω herausgenommenen Windungen mit γ_a, so erhalten wir:

$$1.\quad \left.\frac{\gamma_1 + \gamma_x + \gamma_\omega}{\gamma_2 + \gamma_x + \gamma_\omega} = \frac{\gamma_1' + \gamma_x}{\gamma_2' + \gamma_x}\right\} \text{Kopplung } K$$

$$2.\quad \left.\frac{\gamma_3 + \gamma_x + \gamma_a}{\gamma_4 + \gamma_x + \gamma_a} = \frac{\gamma_3' + \gamma_x}{\gamma_4' + \gamma_x}\right\} \text{Kopplung } K_1$$

Aus beiden Gleichungen lassen sich γ_x und γ_a leicht berechnen. Da γ_a nur von geringer Grösse sein kann, und da es sich bei meinen Messungen in der Hauptsache darum handelte, die ungefähre Grösse der Capacität festzustellen, beschränkte ich mich auf die angegebenen Resultate.

Von welcher Wichtigkeit die Berücksichtigung der verteilten Capacität des Messkreises ist, ersieht man daraus, dass der Fehler bei Vernachlässigung derselben noch ca. 5% beträgt, falls das Maximum der Resonanzkurve im Antennenmesskreis bei Winkelstellung 100° liegt. Da wir nun bei unseren Dämpfungsberechnungen eine Genauigkeit bis auf 5% angeben, so liegt erst bei 100° des Messcondensators dieser systematische Fehler innerhalb der Beobachtungsfehler.

Die Verhältnisse sind bei allen Kreisen mit Drehcondensatoren die analogen, und es müsste für einigermassen genaue Dämpfungsmessungen eine unerlässliche Bedingung sein, die Capacität dieser Schwingungskreise in der Nullstellung des Drehcondensators zu bestimmen, oder die Systeme so anzuordnen, dass das Maximum der Resonanzkurve auf möglichst hohen Condensatorgraden liegt, wodurch der Fehler zurücktritt.

2. Kapitel.

Einfluss der in die Schwingungskreise eingeschalteten Widerstände auf die Dämpfung der Schwingung bei starker und schwacher Kopplung.

Die Untersuchungen über den Einfluss, den die in den einzelnen Schwingungskreisen vorhandenen Widerstände auf die Dämpfung ausüben, bezweckten die experimentelle Bestätigung der von der Theorie geforderten Beziehung:

$$\Lambda = \frac{w}{2L_n}$$

Es musste sich also bei constant bleibendem L und n, zum mindesten für den unabhängig schwingenden Primärkreis, eine geradlinige Beziehung zwischen w und Λ ergeben. Die Versuche geschahen in folgender Weise: Es wurden sowohl in den ungekoppelten Primärkreis, als auch in die lose gekoppelte Antenne, die infolgedessen ihre Eigenschwingungen ausführt (vergl. Seite 13), Manganinwiderstände eingeschaltet und jedesmal die Resonanzkurven aufgenommen, aus denen die Dämpfung berechnet wurde. Auf diese Weise wurden auch die gekoppelten Systeme untersucht, wobei die Veränderung des Widerstandes immer nur in einem Kreise geschah, während in dem anderen sich kein Manganinwiderstand befand. Zu bemerken ist noch, dass an Stelle der Wechselstromwiderstände die Gleichstromwiderstände gesetzt wurden. Dies hat eine Berechtigung insofern, als der Wechselstromwiderstand dieses Drahtes bei den benutzten Schwingungszahlen und dem Durchmesser desselben von 0,1 0,8 mm nach Näherungsformeln [1]) nur eine unerhebliche Abweichung von seinem Gleichstromwiderstand ergibt, die jedenfalls in den Grenzen der Beobachtungsfehler liegt.

1. Versuchsreihe.

Eigendämpfung des Primärkreises.

In dem Primärkreise befanden sich zwei Leydner Flaschen von je 10 000 cm Capacität hintereinander geschaltet, ferner hatte der Kreis eine Selbstinduktion von 29 400 cm, sodass seine Wellenlänge 760 m betrug. Die beiden parallelen Kupfer-Drähte W (Fig. 1) von je 1 m Länge, die zum Kopplungsring für den Messkreis führten, liessen sich bequem durch beliebige Widerstände ersetzen, sodass dadurch die Selbstinduktion ungeändert blieb. Die Funkenlänge mit doppelter Funkenstrecke betrug bei allen Versuchen 2×5 mm.

[1]) Zenneck, Elektrom. Schw. 1905, Seite 410, bezw. Tabelle IV.

Für die Zunahme der Dämpfung durch das Zuschalten von Widerstand ergab sich folgende Tabelle:

Ω	0	0,06	0,11	0,23	0,44	0,68	0,91	1,14	1,35	1,54	1,75
Λ	0,087	0,088	0,092	0,094	1,108	0,133	0,149	0,166	0,178	0,190	0,201

Trägt man diese Werte in ein rechtwinkliges Koordinatensystem ein, wobei man als Abscissen die Widerstände, als Ordinaten die Dämpfungswerte benutzt, so erhält man eine gerade Linie (Fig. 3).

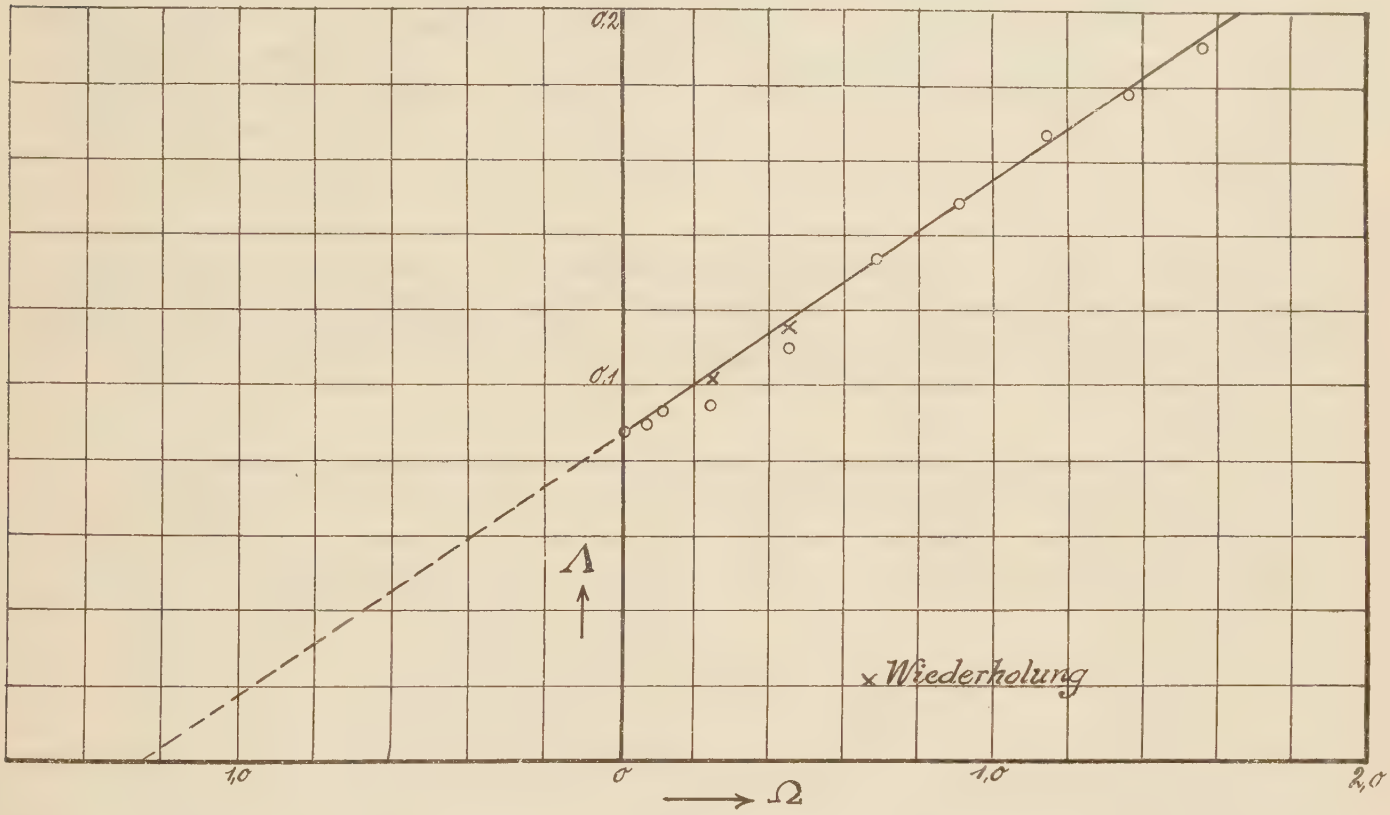

Fig. 3. Widerstand im ungekoppelten Primärkreis.

An der Figur bemerkt man, dass aus bisher nicht aufzuklärenden Ursachen die Dämpfung in vereinzelten Fällen bis zu 10 % von dem richtigen Werte abweicht, der sich bei Wiederholung des Versuches dann im allgemeinen ergibt, sodass man mit dem System imstande ist, die Dämpfungen bis zu einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ zu berechnen. Die beiden aus der Geraden herausfallenden Punkte ergaben bei der Wiederholung für $w = 0{,}23\ \Omega$, $\Lambda = 0{,}102$ und für $w = 0{,}44\ \Omega$; $\Lambda = 0{,}114$. Der geradlinige Verlauf der Kurve in dem beobachteten Intervall von $0\ \Omega$ bis $1{,}7\ \Omega$ erscheint also durchaus einwandfrei. Wenn man daraus den Schluss ziehen kann, dass die Kurve auch nach beiden Seiten hin geradlinig weiterverläuft, was spätere Versuche erweisen sollen, so repräsentiert das Stück der Abscisse vom Schnittpunkt derselben mit der Geraden bis zum Nullpunkte die Summe der äquivalenten Widerstände in Ohm ausgedrückt, die den Verlusten entsprechen, welche im Funken, durch Joulesche Wärme in der Strombahn, durch Hysteresis im Dielektrikum der Flaschen, durch das Sprühen derselben und durch Strahlung entstehen. Der Widerstand der Strombahn wurde aus den Dimensionen derselben nach Tabelle VI von Zenneck (Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen, Stuttgart 1905) zu $0{,}12\ \Omega$ bestimmt. Es blieben somit nur der Funkenwiderstand und die Verluste

an den Flaschen zurück, da die Strahlungsverluste bei dem geschlossenen Kreise vernachlässigt werden konnten. Die Verluste an den Flaschen konnten nicht genau bestimmt werden. Ein Versuch [1]) ergab aber, dass ihr Einfluss auf das Gesamtresultat nur ein geringer sein konnte. Wenn es überhaupt angängig ist, den Widerstand des Funkens in Ohm auszudrücken, so würde man hieraus für eine Capacität von 5000 cm, wie aus Fig. 3 ersichtlich ist, bei 2×5 mm Funkenstrecke einen Funkenwiderstand von ca. 1,13 Ω erhalten. Bei einer Capacität von 10000 cm würde der Funkenwiderstand ca. 1,08 Ω betragen. Ein wesentlicher Unterschied würde also nicht zu konstatieren sein. Diese Werte stimmen mit denjenigen von anderen Autoren angegebenen ungefähr überein.

Nach Messungen von Batelli und Magri [2]), die allerdings nicht ganz einwandfrei sind, wächst der Funkenwiderstand mit der Zunahme des Widerstandes der Strombahn an. Es folgt also aus meinen erhaltenen Resultaten, dass entweder diese Zunahme eine nur geringfügige ist, oder, wenn dies nicht der Fall ist, dass der Funkenwiderstand sich dem zugeschalteten Widerstande direkt proportional verhält, sodass der Charakter der Geraden dadurch nicht geändert wird.

---

[1]) Dieser Versuch wurde mit 10000 cm Capacität ausgeführt, indem einmal eine Flasche gesondert eingeschaltet wurde, das andere Mal je 2 Flaschen neben- und diese dann hintereinander geschaltet wurden, wobei sich dieselbe Capacität von 10000 cm ergibt. Die Verluste an den Flaschen sind bei der letzteren Schaltung offenbar geringer, das System hat eine kleinere Anfangsdämpfung, und es resultieren daher 2 parallele Gerade (Fig. 4).

[2]) Zenneck, Elektrom. Schwing. 1905, S. 379.

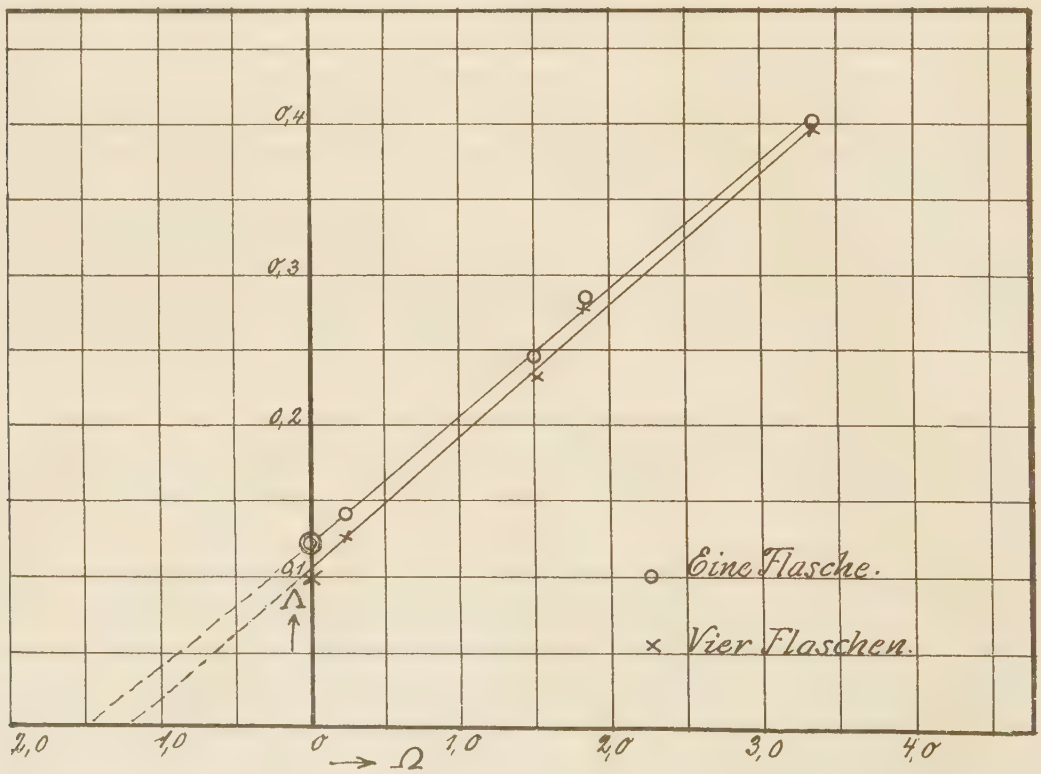

Fig. 4. Einfluss der Verluste an den Flaschen auf die Dämpfung.

Zugleich ersieht man, dass der Verlust bei einer Flasche, der den bei 4 Flaschen entstehenden bedeutend überwiegen wird, doch nur einen Bruchteil des Gesamtverlustes ausmacht.

2. Versuchsreihe.

Eigendämpfung der Antenne.

Die Eigenschwingung der Antenne wurde bei sehr loser Kopplung mit dem Primärkreis angeregt. Es bilden sich dann in der Antenne zwei Wellen aus, diejenige mit der Dämpfung und Frequenz der Eigenschwingung und eine solche, die Dämpfung und Frequenz der erzwingenden Schwingung des Primärkreises, den man in diesem Falle auch mit „Stosskreis“ bezeichnen kann, aufweist. Verstimmt man den Primärkreis gegen die Antenne, so liegen die Maxima beider Resonanzkurven bei verschiedenen Condensatorgraden, die Resonanzkurve der erzwungenen Schwingung nur angedeutet, die der Eigenschwingung voll ausgebildet, entsprechend der im allgemeinen schwächeren Dämpfung der Antenne gegen die des Primärkreises.

Diese Anordnung gestattet, die Dämpfung der Antenne unabhängig von der des Primärkreises zu berechnen, indess war die Maximalamplitude bei engster Kopplung des Messkreises infolge der für diese Zwecke nicht genügenden Empfindlichkeit des benutzten Thermoelementes so gering, dass eine Berechnung der Dämpfung aus der Resonanzkurve bei Einschaltung von grösseren Widerständen bald illusorisch wurde. Infolgedessen wurden die Kreise auf Resonanz abgestimmt, wodurch die Maximalamplitude sich bedeutend vergrössert. Ein Vergleich der aus diesen Kurven berechneten Dämpfungen gab gegen die bei der früheren Anordnung erhaltenen keine nachweisbare Differenz.

Das Nähere über diese Verhältnisse ist bei den Untersuchungen über den Stosskreis (Kap. 4) zu ersehen.

Die Einschaltung der Widerstände aus dünnem Manganindraht geschah in den Schwingungsbauch der Stromstärke, also in die Mitte der Antenne. Die Wellenlänge derselben betrug 760 m, die Selbstinduktion ca. 375 000 cm, sodass bedeutend grössere Widerstände als im Primärkreis erforderlich waren, um die gleiche Erhöhung des Dekrementes zu bewirken. In der untenstehenden Tabelle sind die Resultate der Messungen eingetragen.

Ω	0	4,5	7,75	15,5	20,5	27,2	40
Λ	0,020	0,037	0,051	0,077	0,098	0,127	0,180

Die aus dieser Tabelle entnommenen Werte sind in Fig. 5 kurvenmässig dargestellt und ergeben die ausgezogene Gerade.

Die analogen Versuche wurden bei einer kleineren Selbstinduktion von 125000 cm und einer grösseren von 600000 cm in der Antenne angestellt und zeigten wiederum das Auftreten der geraden Linie (Fig. 5).

Zugleich ist aus der verschiedenen Neigung derselben ersichtlich, dass die Zunahme des Dekrementes bei constanter Capacität nicht nur vom Widerstande, sondern auch von der Selbstinduktion abhängig ist, entsprechend der Formel

$$\Lambda = \frac{w}{2\,Ln}, \text{ wobei}$$

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,C}} \text{ ist. Mithin}$$

$$\Lambda = \frac{\pi\, w\sqrt{C}}{\sqrt{L}} \quad \text{Setzen wir}$$

C = constant, so folgt daraus

$$\Lambda = c\,\frac{w}{\sqrt{L}}$$

Der Vergleich zwischen den beiden Schwingungskreisen mit der Wellenlänge $\lambda = 760$ m, also mit der gleichen Frequenz n, ergibt beim Primärkreis (Fig. 3) eine Zunahme von Λ um 0,1 durch Zuschalten von 1,49 Ω, dagegen bei der Antenne (Fig. 5, die ausgezogene Gerade) durch Zuschalten von 25 Ω.

Das Verhältnis der Selbstinduktionen der beiden Systeme beträgt

$$\frac{L_a}{L_p} = \frac{375000}{29400} = 12{,}7$$

während das Verhältnis der Widerstände

$$\frac{w_a}{w_p} = \frac{25}{1{,}49} = 21{,}8 \text{ ergibt.}$$

Die aus der Gleichheit von Λ und n hervorgehende Proportion

$$\frac{w_a}{2\,L_a} = \frac{w_p}{2\,L_p} \text{ oder } \frac{L_a}{L_p} = \frac{w_a}{w_p}$$

zeigt sich hierbei auch nicht annähernd bestätigt.

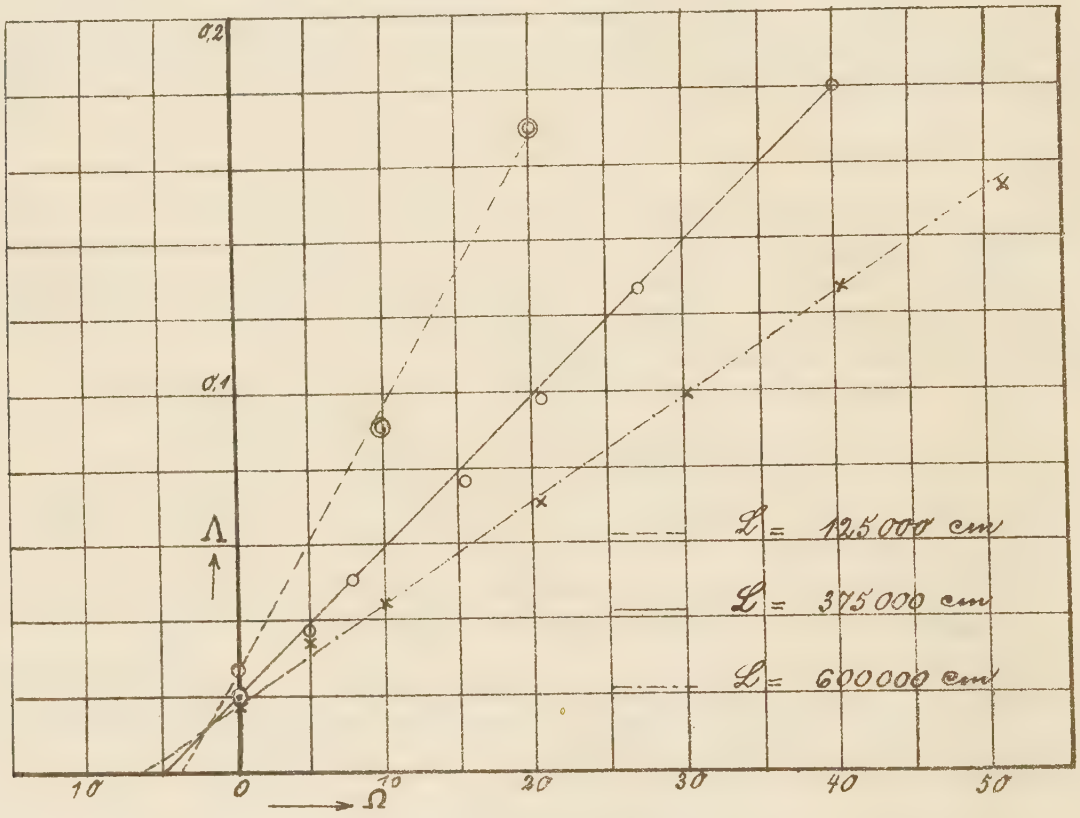

Fig. 5. Widerstand in der lose gekoppelten Antenne.

Die Abweichung scheint daran zu liegen, dass der Durchmesser des Manganindrahtes im Primärkreis 0,8 mm, derjenige in der Antenne dagegen 0,1—0,2 mm betrug. Theoretisch ergibt sich dabei ohne Rücksicht auf die Magnetisierbarkeit des Manganins nur eine geringe Differenz zwischen Gleichstrom- und Wechselstromwiderstand bei den benutzten Schwingungszahlen (vergl. Seite 10). Doch fehlt dazu noch die experimentelle Bestätigung.

Wenn man auch hier wieder berechtigt ist, die Geraden bis zum Schnitt mit der Abscisse zu verlängern, so gelangt man zu einer quantitativen Beziehung zwischen den durch Strahlung

und durch Joulesche Wärme bedingten Verlusten. Die Summe derselben beträgt, wie aus Fig. 5 ersichtlich ist, für die Antenne mit der Selbstinduktion von 125000 cm 4 Ω, und mit der Selbstinduktion von 600000 cm 6,5 Ω.

Die Verluste durch Joulesche Wärme berechnen sich zu 0,13 Ω und 0,36 Ω, sodass der Energieverlust der Antenne durch Strahlung 97% bei der Selbstinduktion von 125000 cm und 94,5% bei der Selbstinduktion von 600000 cm beträgt.

3. Versuchsreihe.

Primärkreis und Antenne gekoppelt.

A. Zusatzwiderstand im Primärkreis.

Es wurde die galvanische Kopplung gewählt und zwar durchgängig eine solche von 56%, sodass die Länge der beiden entstehenden Wellen, bei der Eigenwelle der Kreise von 750 m, für die kürzere 330 m, für die längere 1170 m betrug.

Die Dämpfung der kurzen Welle in beiden Kreisen durch die in den Primärkreis zugeschalteten Widerstände ist aus folgender Tabelle zu ersehen:

	Ω	0	0,234	0,44	0,68	0,90	1,35	1,45
Primärkreis	Λ	0,075	0,088	0,095	0,103	0,118	0,143	0,161
Antenne		0,082	0,088	0,133?	0,115?	0,122	0,142	0,162

Obgleich nur im Primärkreis Widerstand eingeschaltet ist, vergrössert sich auch die Dämpfung in der Antenne, und zwar ist zugleich aus der Tabelle ersichtlich, dass die Dämpfung der beiden kurzen Wellen bis auf die schon oben erwähnten Schwankungen immer den gleichen Wert besitzt, ein Resultat, was die Forderungen der Theorie [1]) im Experiment bestätigt.

Ausserdem erhalten wir wieder die geradlinige Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung, wie Figur 6 zeigt, worin auch die entsprechenden Werte für die langen Wellen der beiden Schwingungskreise eingetragen sind. Für dieselben ergab sich folgende Tabelle:

	Ω	0	0,110	0,234	0,44	0,68	0,90	1,31	1,76	2,66
Primärkreis	Λ	0,081	0,084	0,086	0,095	0,098	0,104	0,122	0,135	0,166
Antenne		0,082	0,083	0,086	0,095	0,099	0,104	0,123	0,140	0,169

Bei geringem Widerstande ist die Dämpfung der langen Wellen grösser als die der kurzen. Die letzteren erfahren aber mit wachsendem Widerstande eine stärkere Zunahme der Dämpfung als die ersteren, sodass die beiden entstehenden Geraden einen gemeinsamen Schnittpunkt besitzen, der die Gleichheit der Dämpfungen bezeichnet. In Figur 6 liegt er bei $\Omega = 0{,}234$ und $\Lambda = 0{,}088$. Dies Resultat steht vollkommen im Widerspruch mit der Theorie (Drude Ann. d. Phys.), doch würde sich die Abweichung aus den verschiedenen Vernachlässigungen, die Drude wegen der Compliciertheit der resultierenden Formeln eintreten lassen musste, erklären lassen.

[1]) Drude, Ann. d. Phys. 13 p. 512 ff. 1904.

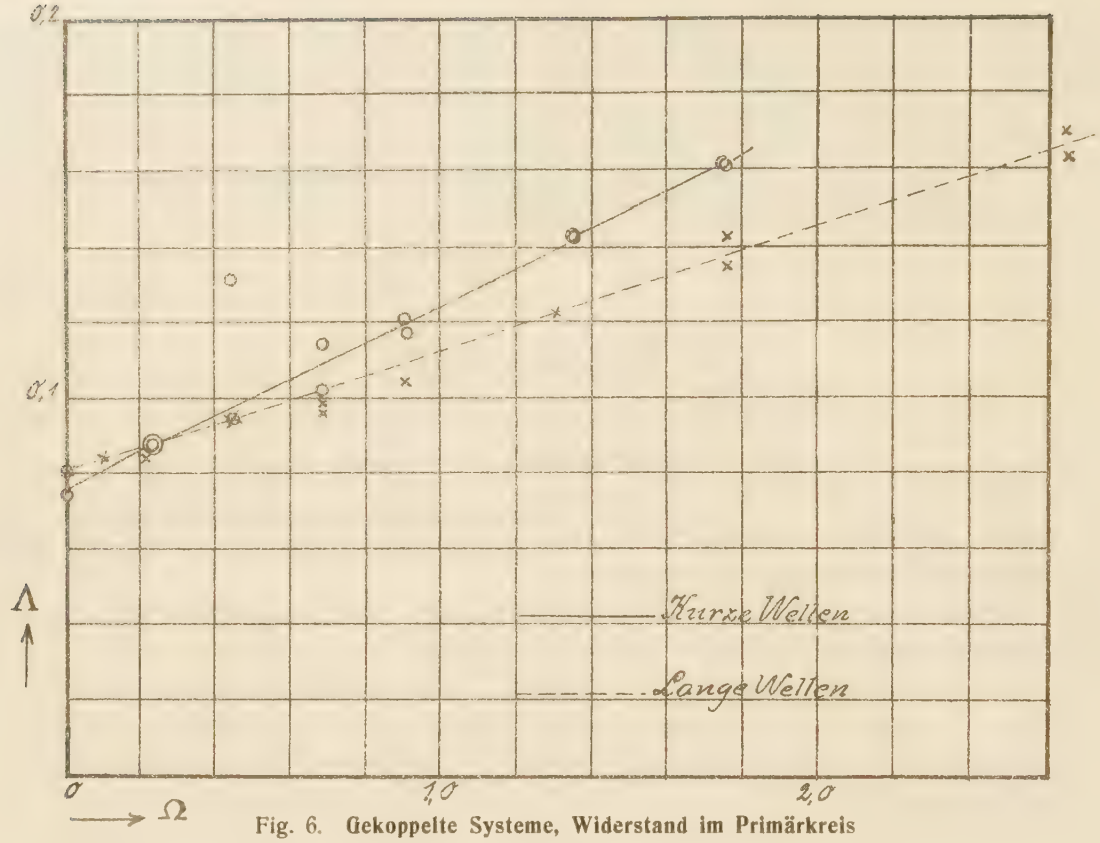

Fig. 6. **Gekoppelte Systeme, Widerstand im Primärkreis**

B. Zusatzwiderstand in der Antenne.

Infolge der galvanischen Kopplung konnten hierbei die Widerstände nicht vollständig in den Strombauch gelegt werden, da sie sich damit zugleich im Primärkreise befunden hätten. Es wurden daher zwei gleiche Widerstände, bestehend aus Schleifen von dünnem Manganindrahte, symmetrisch zu beiden Seiten der abgegriffenen Windungen in die Strombahn eingeschaltet, wie Fig. 7 in schematischer Darstellung wiedergibt.

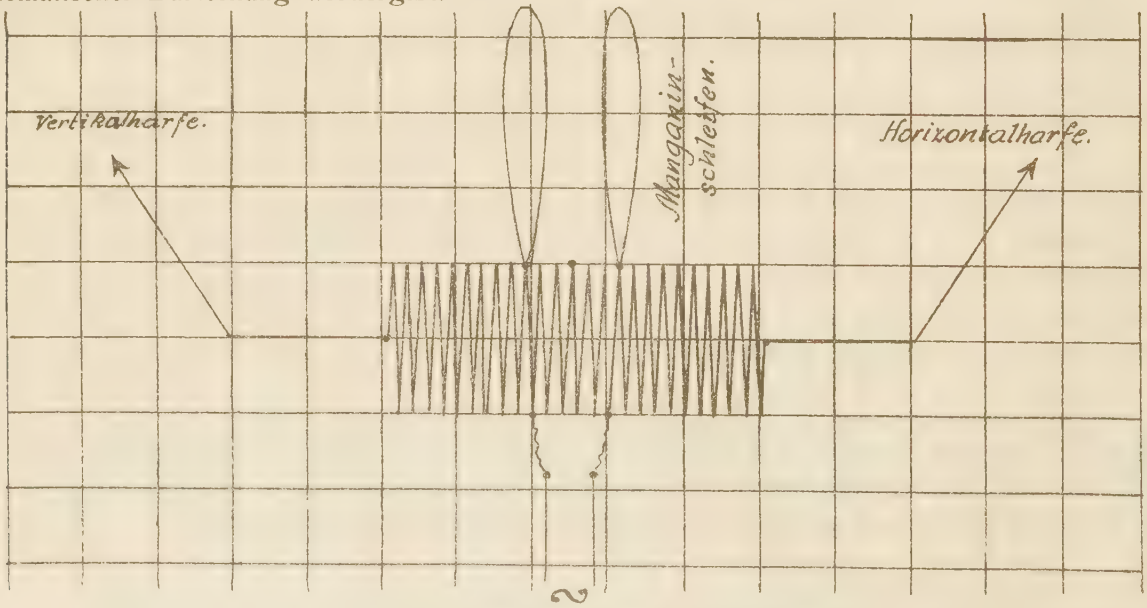

Fig. 7. **Schaltungsschema für die Antenne.**

Die einzufügenden schmalen Manganinschleifen wurden bei Bestimmung der Eigenschwingung durch gleichgestaltete Kupferdrähte von 1,5 mm Durchmesser ersetzt, um die geometrische Gestalt und damit die Eigenfrequenz der Antenne unverändert zu lassen.

In nebenstehender Tabelle sind die Messungsergebnisse für die kurzen und langen Wellen der beiden gekoppelten Systeme, bei Zuschalten von Widerstand in die Antenne, eingetragen.

Fig. 8 zeigt diese Werte kurvenmässig aufgetragen und lässt auch hier die enge Beziehung zwischen den entsprechenden Wellen in beiden Kreisen zum Ausdruck kommen.

Zugleich findet auch hierbei durch das langsamere Anwachsen der Dämpfung in den langen Wellen ein Kreuzen der beiden Geraden statt.

Ω	Λ			
	Kurze Welle		Lange Welle	
	Primärkr.	Antenne	Primärkr.	Antenne
0	0,070	0,070	0,077	0,087
2,44	0,073	0,080	0,091	0,085
4,23	0,082	0,085	0,096	0,092
6,05	0,086	0,088		0,096
6,85			0,100	
8,98	0,093	0,096	0,109	0,105
12,0	0,101	0,104	0,112	0,112
16,05	0,110	0,115	0,119	0,119
19,05	0,126	0,120	0,130	0,125
31	0,154	0,157	0,143	0,148
40,2	0,180	0,185	0,174	0,166
53,4				0,199
62,3			0,221	
72,5			0,235	0,242

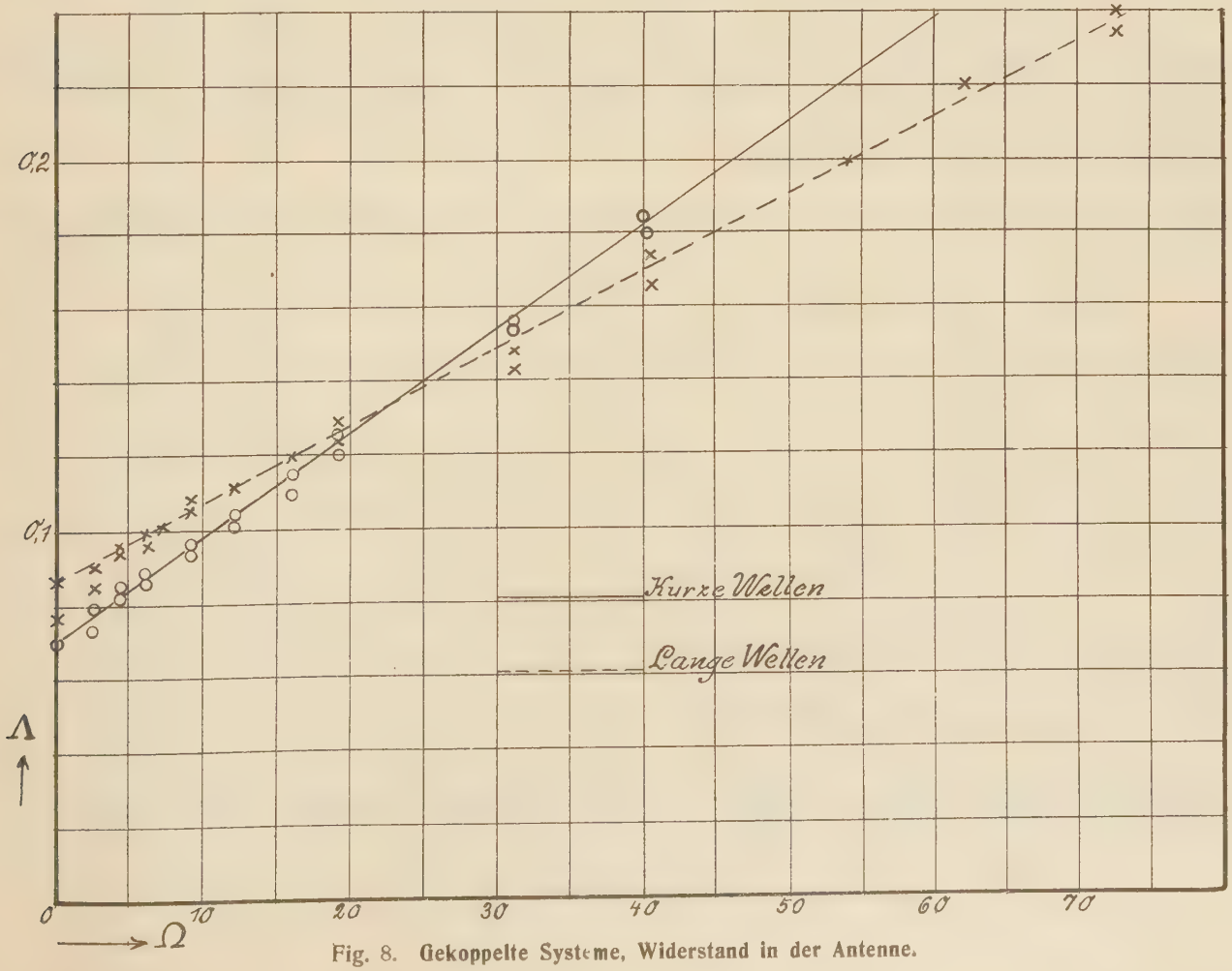

Fig. 8. **Gekoppelte Systeme, Widerstand in der Antenne.**

Vergleicht man Fig. 6 mit Fig. 8, so entspricht der Zunahme der Dämpfung um 0,1 für die kurze Welle ein Widerstand von 2,06 Ω im Primärkreis, dagegen im Antennenkreis ein solcher von 36 Ω. Mithin ist

$$\frac{w_a}{w_p} = \frac{36}{2{,}06} = 17{,}5$$

Für die lange Welle ergibt sich

$$\frac{w_a'}{w_p'} = \frac{46{,}5}{2{,}46} = 18{,}9$$

Diese Resultate stimmen also mit den für die Eigenschwingung der beiden Kreise erhaltenen bis auf 12%, vergl. S. 28 $\left[\frac{w_a}{w_p} = 21{,}8,\right]$ überein.

Zu bemerken ist noch, dass auf der 8 km von der Sendestation entfernten Empfangsstation bei Wallwitz die analogen Ergebnisse bei gekoppelten Systemen für die kurze Welle erhalten wurden.

Ferner ergab das Einschalten von Widerständen in die Empfangsantenne bei constant gehaltener Welle von der Sendestation aus eine geradlinige Beziehung mit der dadurch entstehenden Dämpfung.

3. Kapitel.

Einfluss der in die Schwingungskreise eingeschalteten Widerstände auf die Maximalamplitude der Resonanzkurve.

Diese Untersuchungen wurden bei constant gehaltener Kopplung sowohl zwischen den zu untersuchenden Kreisen und den Messkreisen, als auch zwischen den letzteren und dem Thermoelement-Kreis ausgeführt. Es zeigte sich jedoch dabei eine Schwierigkeit insofern, als bei jedem Versuch bei sonst gleich gehaltenen äusseren Verhältnissen die Amplitude der Resonanzkurve umso mehr sank, je länger der Funke überging.

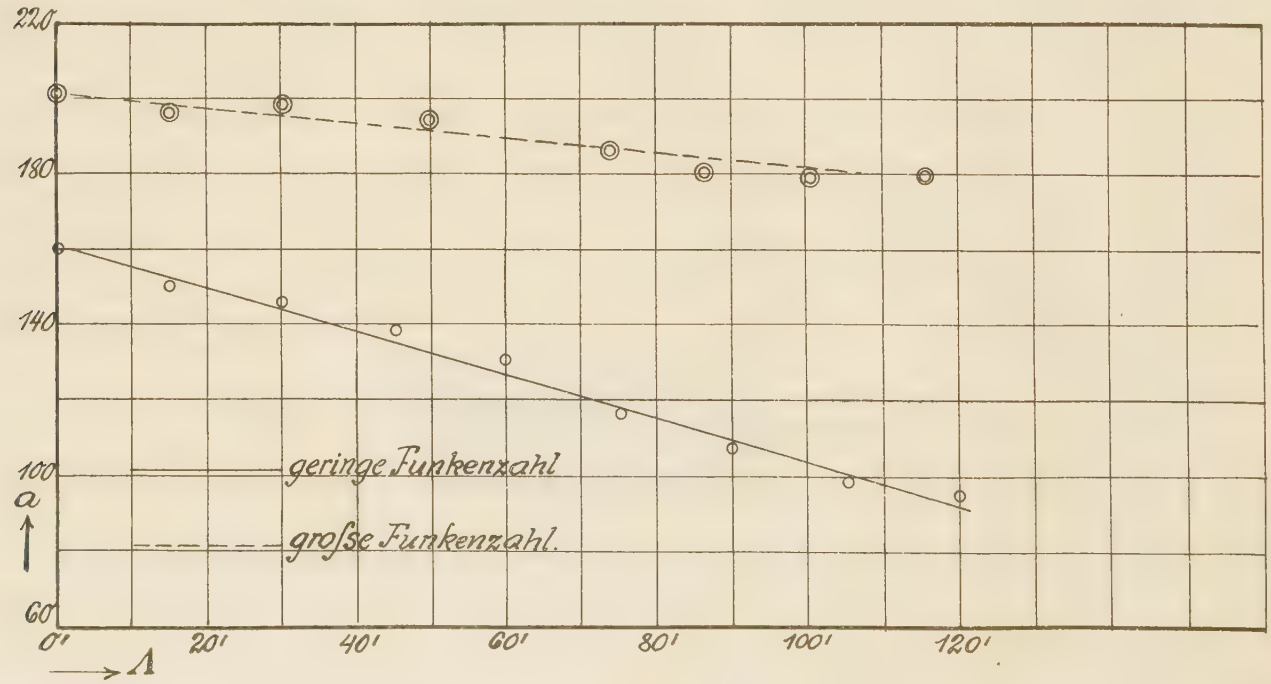

Fig. 9. **Abfall der Maximalamplitude.**

Ich verweise auf die Ausführungen, die schon in der Dissertation von Joh. Kaiser darüber enthalten sind. Zwar schritt der Abfall annähernd proportional mit der Zeit vor, doch schien diese proportionale Aenderung der Amplitude, die auch auf der Empfangsstation nachgewiesen wurde, von verschiedenen Faktoren, Anzahl der Funkenübergänge pro Sekunde, Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur der Elektroden und Grösse der im Primärkreise enthaltenen Capacität, abhängig zu sein. Es zeigte sich ferner ein stärkerer Abfall, wenn der Transformator längere Zeit nicht im Gebrauch war, als wenn er nur kurze Zeit geruht hatte. In Fig. 9, worin als Abscissen die Zeit des Funkenübergangs, als Ordinaten die Maximalamplituden aufgetragen sind, sieht man, dass dieses Sinken der Amplitude angenähert proportional mit der Zeit vor sich geht.

Alle diese Faktoren bewirken eine grössere oder geringere Abnahme der Funkenzahl pro Sekunde, sodass es vorkommen kann, dass bei von vornherein geringer Funkenzahl der Funke ganz aussetzt. Ein Einfluss auf die Dämpfung konnte nicht festgestellt werden. Die besten Resultate erhält man bei hoher Funkenzahl, obgleich dann wieder der missliche Umstand eintreten kann, dass der Funke Lichtbogen bildet und inaktiv wird.

Um nun bei den Kurven, welche die Abhängigkeit der Maximalamplitude von dem Widerstande der Strombahn ausdrücken, reine Verhältnisse zu erhalten, erschien es einerseits unerlässlich, die Widerstände in der Reihenfolge vom kleinsten zum grössten einzuschalten, andererseits aber eine sofortige Wiederholung vorzunehmen, indem man von den grösseren zu den kleineren Widerständen zurückkehrt. Sinkt nun die Amplitude während des Versuches, so erhält man auf diese Weise zwei Kurven mit denselben Endpunkten, doch verschiedenen Ausgangspunkten. Nimmt man aus beiden Kurven das arithmetische Mittel (siehe oben), so stellt die daraus konstruierte Mittelkurve die eigentliche Beziehung zwischen Amplitude und Widerstand dar.

In Fig. 10 ist nun diese Kurve für die Eigenschwingung des Primärkreises eingetragen.

Eine ähnliche Kurve erhält man auch für die Eigenschwingung der Antenne. Nur sind in diesem Falle entsprechend der grösseren Selbstinduktion derselben, grössere Widerstände erforderlich als im Primärkreise, um dieselbe Abnahme der Amplitude zu bewirken.

Von Interesse erschien es vor allem, das bei

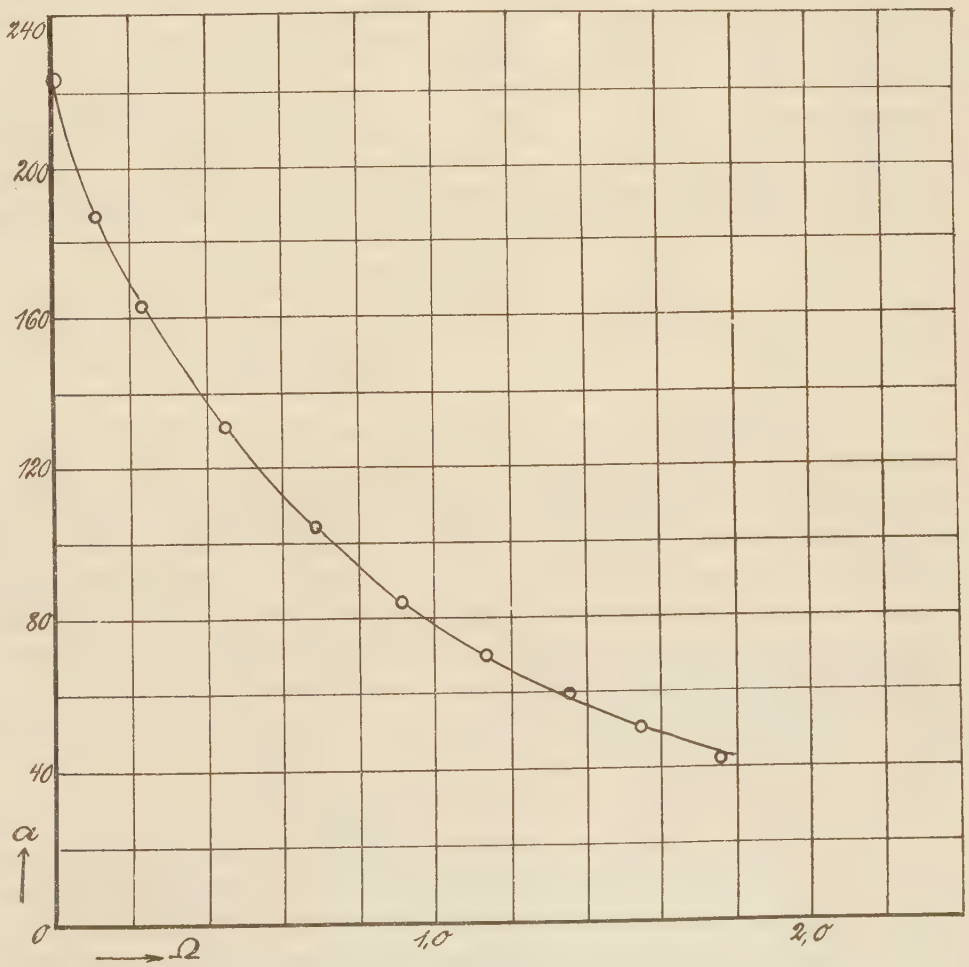

Fig. 10. **Amplitude im ungekoppelten Primärkreise.**

gekoppelten Systemen erhaltene Resultat zu prüfen, dass die entsprechenden Wellen in beiden Kreisen immer gleiche Dämpfung besassen. Da die Maximalamplitude ein viel empfindlicheres Reagenz auf irgendwelche im Schwingungskreise vorhandene dämpfende Faktoren darstellt, als die Breite der Resonanzkurve, so mussten sich etwaige auftretende Unterschiede in der Dämpfung einer der beiden Wellen in beiden Kreisen am besten bemerkbar machen. Zu diesem Zwecke wurde die Kopplung der Messkreise so gewählt, dass die Amplituden der kurzen Wellen in beiden Kreisen bei 0 Ω zugeschaltetem Widerstande dieselben waren. Wird jetzt die Dämpfung des Primärkreises durch Widerstand vergrössert, so sinken die Amplituden der kurzen Wellen um gewisse Beträge, die von der Zunahme der Dämpfung der betreffenden Wellen abhängen. Sind nun die Amplituden wieder gleich gross, so ist dies umgekehrt ein Zeichen, dass die Dämpfung der beiden Wellen um den gleichen Betrag zugenommen hat.

Ω	a			
	Kurze Welle		Lange Welle	
	Primärkr.	Antenne	Primärkr.	Antenne
0	276	271	233?	237?
0,058	258	257	240	240
0,110	251	245	231	224
0,234				
0,444	186	193	180	176
0,678	166	166	154	151
0,905			131	133
1,310	112	110	102	104
1,754	91,5	91	83,5	83
2,198	73	77,5	71,5	71

Nebenstehende Tabelle gibt die bei diesen Untersuchungen erhaltenen Resultate an.

Die Amplituden bleiben also, abgesehen von den unvermeidlichen Schwankungen, sowohl für die kurzen, als auch für die langen Wellen, einander gleich.

Da sich dasselbe auch beim Zuschalten von Widerstand in die Antenne ergab, so erhält man daraus eine neue Bestätigung des schon mittels der Gleichheit der Dämpfungen constatierten inneren Zusammenhangs zwischen den entsprechenden Wellen der festgekoppelten Schwingungssysteme.

4. Kapitel.

Beziehung zwischen Dämpfung und Maximalamplitude der Resonanzkurve.

Aus den angeführten letzten Ergebnissen geht nun weiter hervor, dass eine bestimmte Beziehung zwischen Amplitude und Dämpfung der Resonanzkurve durch Energieverlust im Schwingungskreise zum mindesten für Wellen von so gleichem Charakter, wie sie uns bei den beiden kurzen oder langen Wellen in fest gekoppelten schwingenden Systemen entgegentreten, vorhanden sein muss. Schon die Theorie lehrt, dass der gemessene Integraleffekt der Schwingung in ganz bestimmtem Verhältnis zu der Dämpfung derselben steht. Es galt nun, experimentell zu untersuchen, ob diese Beziehung auch für Wellen von verschiedener Frequenz, wie sie die durch feste Kopplung entstehenden Wellen aufweisen, dieselbe ist. Zu diesem Zwecke wurden die bei fest gekoppelten Systemen erhaltenen Dämpfungsgeraden mit den dazu gehörigen Amplitudenkurven verglichen. Es entstand nun die Aufgabe, sie aufeinander zu beziehen.

Stehen uns zwei Kurven zur Verfügung, von denen die eine die Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung, die andere die Beziehung zwischen Widerstand und Amplitude ausdrückt, so können wir daraus eine neue konstruieren, die eine Beziehung zwischen Dämpfung und Amplitude ergibt. Nun werden die einzelnen auf diese Weise erhaltenen Kurven infolge der Verschiedenheit der Anfangsamplitude einen verschiedenartigen Verlauf nehmen. Es wurde daher bei jeder Kurve für die Dämpfung $\Delta = 0{,}1$ die Amplitude $a = 100$ angenommen und die Kurve daraufhin reduziert.

Geschah dies, so fielen alle Kurven aufeinander, sodass eine Normalkurve entstand, welche die Beziehung zwischen Amplitude und Dämpfung in dem Intervall von $\Lambda = 0{,}07$ bis $\Lambda = 0{,}20$ ausdrückt (Fig. 11).

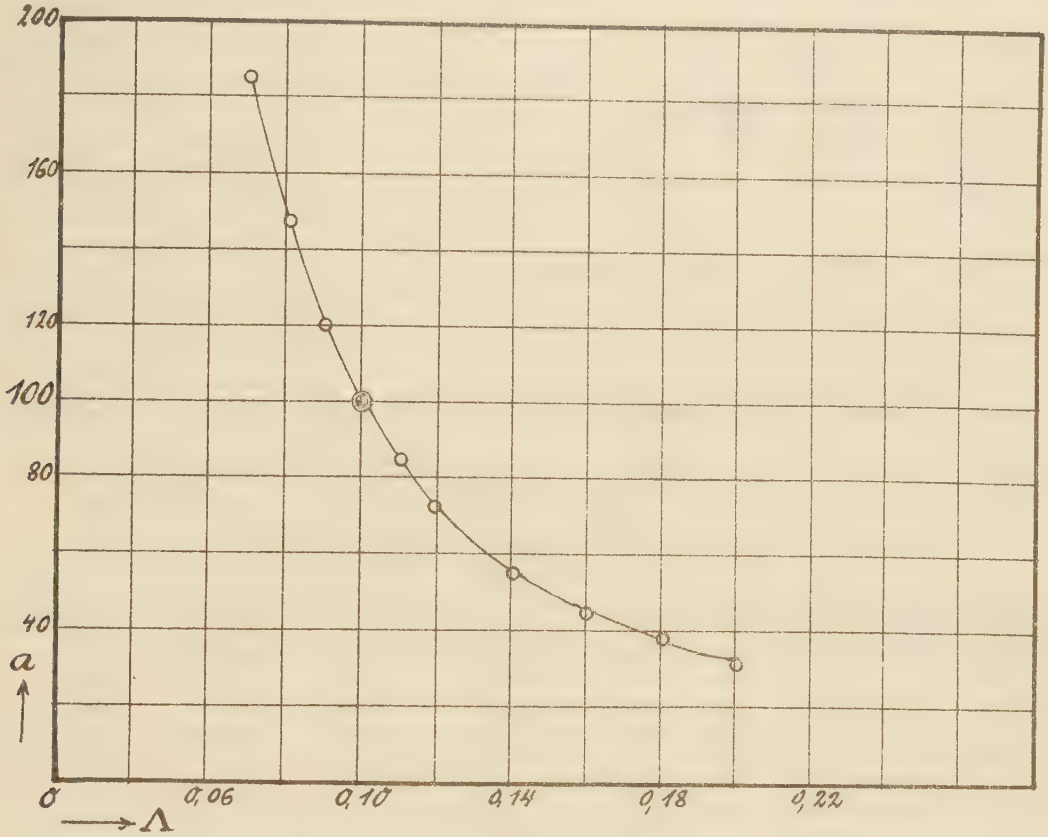

Fig. 11. **Dämpfung und Amplitude.**

Bezeichnet man die Amplitude mit a, die Dämpfung mit Λ, so kann man die Kurve mit grosser Annäherung durch folgende Formel ausdrücken:

$$a = \frac{c}{\Lambda^2 + c_1 \Lambda^4} ,$$

wobei c und c_1 Constante sind.

Es ist dabei zu bemerken, dass die zur Reduktion verwendeten Kurven sowohl aus den fest gekoppelten Systemen mit Widerstand im Antennen- und Primärkreis, als auch aus dem ungekoppelten Primärkreis erhalten waren.

Ob diese Beziehung eine allgemeine Gültigkeit besitzt, lässt sich aus dem vorliegenden Material noch nicht ersehen.

Von praktischem Nutzen könnte sie jedoch werden, wenn auf Empfangsstationen die durch Atmosphärilien entstehende Veränderung in der Dämpfung der ankommenden Wellen, die sich auf die Breite der Resonanzkurve noch nicht bemerkbar macht, messend verfolgt werden soll.

5. Kapitel.

Untersuchungen über die Stosserregung.

Die schon mehrfach erwähnte sehr lose induktive Kopplung bestand darin, dass ein Drahtbügel des Primärkreises, der sich über $^1/_3$ des Kreisbogens erstreckte, den Windungen der Antenne beliebig genähert werden konnte, wie Fig. 12 im Querschnitt zeigt.

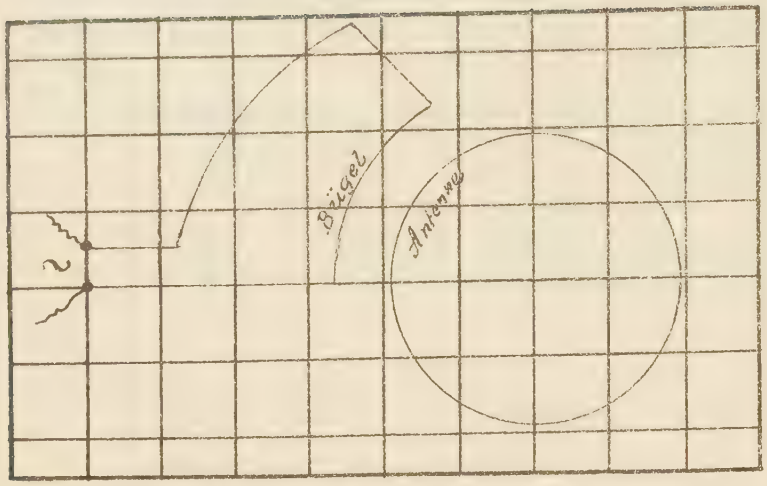

Fig. 12. **Schema der losen induktiven Kopplung.**

Die beiden Schwingungskreise wurden genau aufeinander abgestimmt, indem durch Aenderung der Selbstinduktion des Primärkreises die Intensität im Antennenkreise in Form einer Resonanzkurve aufgenommen und auf das Maximum derselben eingestellt wurde. Der Bügel war auf einem Schlitten mit Skala verschiebbar angebracht. Die Kopplung war dabei so lose, dass eine Verbreiterung der Resonanzkurve nicht konstatiert werden konnte, selbst wenn der Abstand des Bügels von den Windungen der Antenne nur 3 mm betrug, wie aus folgender Tabelle ersichtlich ist.

Abstand	200	120	60	30	10	3 mm
Λ	0,020	0,0243	0,0214	0,0230	0,0230	0,0214

Eine Breitenzunahme der Resonanzkurve würde das Auftreten von zwei Wellen, die bei loser Kopplung annähernd gleiche Amplitude haben müssen, anzeigen.

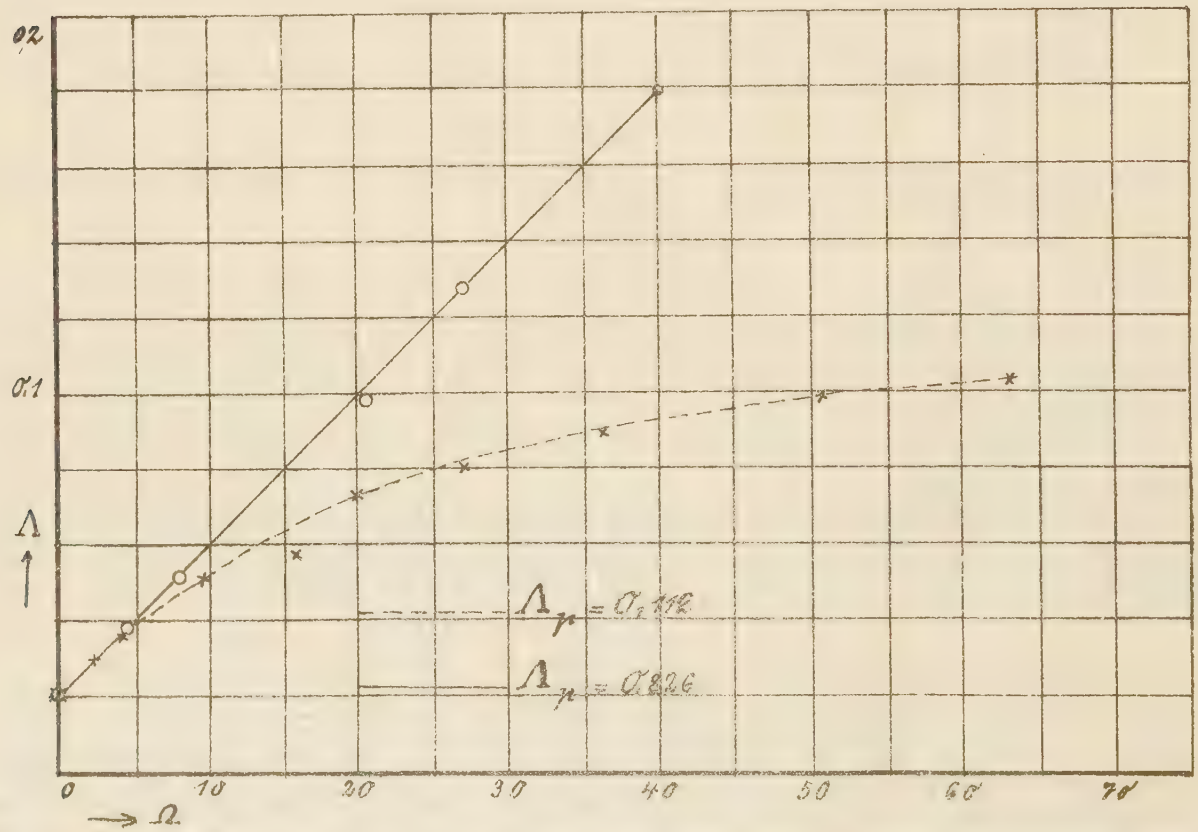

Fig. 13. **Dämpfung der Antenne in Abhängigkeit vom Widerstande bei zwei verschiedenen Dämpfungen des Stosskreises.**

Es wurden nun, nachdem diese Unabhängigkeit der Dämpfung von der Kopplung festgestellt war, Widerstände in die Antenne zugeschaltet und die Dämpfungen aus den Resonanzkurven bestimmt. Dabei ergab sich zum ersten Male an Stelle der bisher immer konstatierten geradlinigen Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung eine Kurve (Fig. 13, gestrichelt).

Die Dämpfung erscheint bei höherem Widerstande herabgedrückt, was auch leicht verständlich ist, da dann im wesentlichen der Integraleffekt der weniger stark gedämpften erzwungenen Schwingung des Primär- oder Stosskreises in Betracht kommt, dessen Dämpfung in diesem Falle $\Lambda p = 0{,}112$ betrug. Infolgedessen musste der erregende Kreis stärker gedämpft sein, als der zu messende Kreis, der seine Eigenschwingungen ausführen soll, und es galt daher zunächst, die Abhängigkeit der Dämpfung der Antenne von derjenigen des erregenden Primärkreises festzustellen.

Bei den dazu erforderlichen starken Dämpfungen beider Systeme wurde die Maximalamplitude so gering, dass eine neue Messkopplung eingerichtet werden musste, damit die Kopplung zwischen Antenne und Messkreis bedeutend verstärkt werden konnte. Dadurch wurde jedoch wieder eine Abhängigkeit der Dämpfung von dieser Kopplung herbeigeführt, die in folgender Tabelle zum Ausdruck kommt. Um die Abhängigkeit bei verschiedenen Dämpfungen der Antenne festzustellen, wurden zwei Schwingungen mit den in die Antenne geschalteten Widerständen $0\,\Omega$ und $20\,\Omega$ untersucht.

Abstand	Λ_1 ($0\,\Omega$)	Λ_2 ($20\,\Omega$)	$\Lambda_2 - \Lambda_1$
0 mm	0,219	0,285	0,066
10	0,201	0,263	0,062
20	0,169	0,226	0,057
40	0,125	0,186	0,061
60	0,100	0,159	0,059
80	0,074	0,133	0,059
100	0,060	0,117	0,057
130	0,040	0,107	0,067
160	0,033	0,097	0,064
190 mm	0,027	0,095	0,068

Die Tabelle zeigt zugleich, dass bei allen Kopplungen die Differenz der Dämpfungen wesentlich konstant blieb, dass also die Kopplungen ohne weiteres aufeinander reduziert werden konnten. Fig. 14 gibt die Werte dieser Tabelle in graphischer Darstellung wieder.

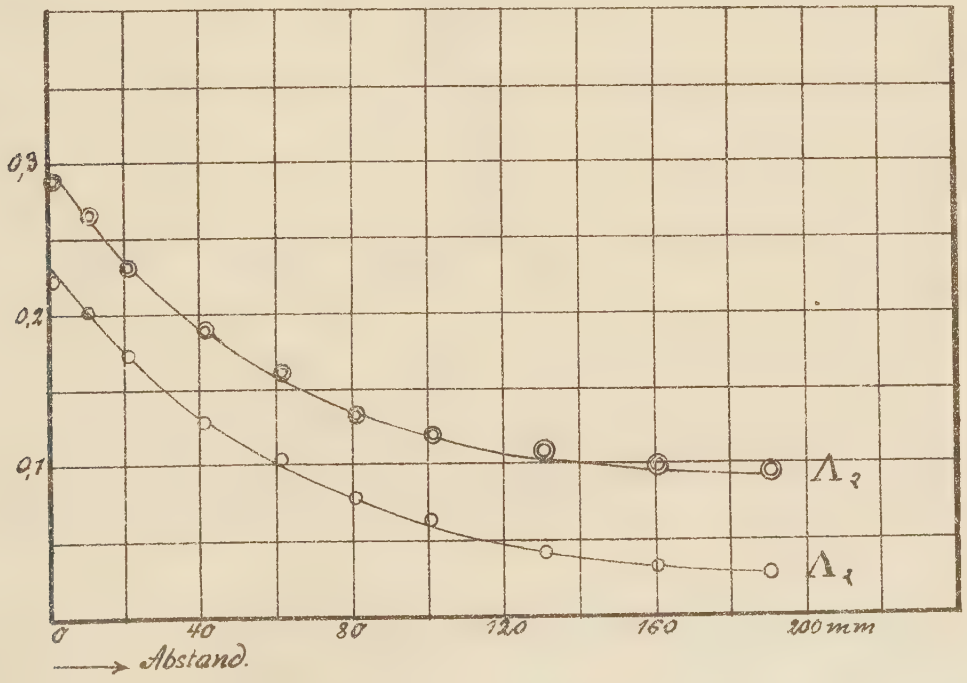

Fig. 14. **Abhängigkeit der Dämpfung von der Kopplung.**

Jetzt endlich konnte ich dazu übergehen, die Abhängigkeit der Dämpfung der Antenne von derjenigen des Stosskreises zu bestimmen. Die Untersuchungen wurden für zwei verschiedene Dämpfungen der Antenne durchgeführt und ergaben folgende Resultate:

Primär-kreis	Antenne 26,2 Ω	Primär-kreis	Antenne 60 Ω
0,13	0,092	0,43	0,312
0,186	0,113	0,66	0,350
0,27	0,127	0,77	0,362
0,36	0,140	0,86	0,364
0,53	0,176	0,91	0,374

Diese Werte sind in den Figuren 15a und 15b eingezeichnet.

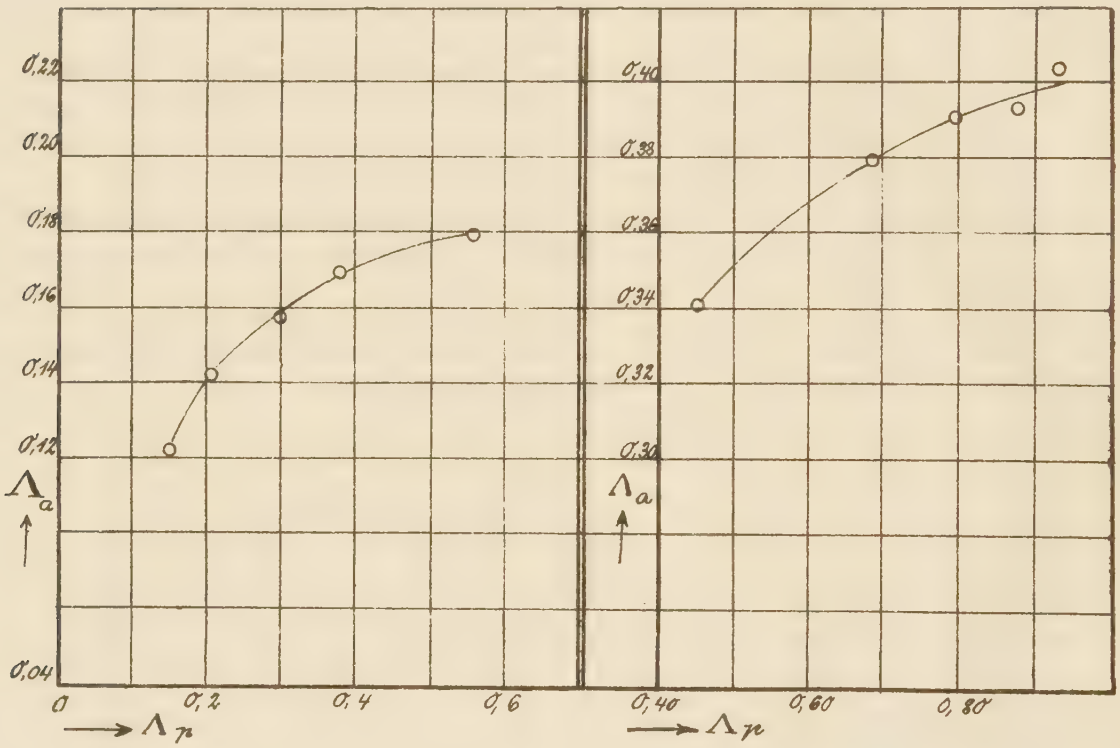

Fig. 15a und 15b. **Abhängigkeit der Dämpfung der Antenne von derjenigen des Primärkreises.**

Wie schon vorauszusehen war, nähern sich die Kurven einem konstanten Werte für die Dämpfung der Antenne. Besonders merkwürdig erscheint aber, dass die resultierende Dämpfung kleiner sein kann als jede der beiden Eigendämpfungen der Schwingungskreise, wie aus den Figuren ersichtlich ist. Zu einer Erklärung dieser auf den ersten Blick sonderbaren Erscheinung kommt man durch folgende Betrachtung:

Offenbar führt eine schwach gedämpfte Schwingung mehr auf den Messkreis wirksame Oscillationen aus, als eine stärker gedämpfte. Als wirksame Oscillationen bezeichne ich solche, die den Messkreis wesentlich beeinflussen. Die durch die schwache Dämpfung bewirkte Verschmälerung der Resonanzkurve gibt also an, dass eine grössere Anzahl von wirksamen Oscillationen vorhanden sind. Denken wir uns nun die Antenne in ihrer Eigenschwingung schwingend, so wird dieselbe

eine gewisse Anzahl von wirksamen Oscillationen vollführen, die eine bestimmte Dämpfung ergeben. Wird aber diese Antenne von einem anderen Kreise, dessen Dämpfung grösser sein kann, als diejenige der Antenne, zum Mitschwingen angeregt, so machen sich sowohl die erzwungenen Schwingungen, als auch die Eigenschwingungen auf den Messkreis bemerkbar.

Ist die Dämpfung der erzwungenen Schwingungen grösser als die der Eigenschwingungen, so sind die letzteren noch wirksam, wenn die ersteren unwirksam geworden sind. Es addieren sich dann zwei aufeinander folgende Wellenzüge, die der erzwungenen und die der ausklingenden Eigenschwingung. Wir erhalten somit mehr wirksame Oscillationen als bei der Eigenschwingung allein, und diese machen sich durch eine Verschmälerung der Resonanzkurve und eine daraus sich ergebende Verkleinerung der Dämpfung bemerkbar. Somit kann ein Stosskreis, der stärker gedämpft ist, als der zu seiner Eigenschwingung angeregte, doch die Dämpfung des letzteren verringern.

Der konstante Wert wird erst dann erreicht, wenn die Dämpfung des Stosskreises das vier- bis fünffache der Dämpfung des schwingenden Kreises ist. Die Dämpfung der Antenne veränderte sich von da an nicht wesentlich, wie folgende Tabelle zeigt:

	Λ	
Primärkreis	0,087	0,530
Antenne	0,0214	0,024

Nachdem dies festgestellt worden war, wurde der Primärkreis von vornherein stark gedämpft und wiederum die Abhängigkeit der Dämpfung der Antenne von den zugeschalteten Widerständen bestimmt, und es ergab sich jetzt die gesuchte geradlinige Beziehung (Fig. 13, ausgezogen). Unter diesem Gesichtspunkte sind auch die übrigen Geraden für die Eigenschwingung der Antenne erhalten worden.

Trotz der extrem losen Kopplung war doch die auf die Antenne übertragene Energie bei genauer Abstimmung der beiden Systeme so gross, dass bei einer Wellenlänge von $\lambda = 760$ m auf der 8 km entfernten Empfangsstation bequem Resonanzkurven mit Hilfe des empfindlichen Hitzdrahtinstrumentes aufgenommen werden konnten, aus denen sich die Dämpfung berechnen liess.

Es konnte somit bei der kleinen Dämpfung der Antenne, wobei man geringfügige Dämpfungsunterschiede leichter bemerkte, als bei Kreisen mit von vornherein grosser Dämpfung, geprüft werden, ob sich die Dämpfung mit der Intensität der erregenden Schwingung verändert, d. h. ob die Ausstrahlungsenergie der dem System mitgeteilten Energie nicht proportional ist.

Die Intensität der Einwirkung des Primärkreises konnte einerseits durch Vergrösserung der aufgeladenen Elektricitätsmenge in den Flaschen, also durch Aenderung von Capacität und Funkenlänge, andererseits durch Verstärken der Kopplung zwischen Primärkreis und Antenne erhöht werden. Es wurde nur der erste Weg gewählt, die Funkenlänge wurde zwischen 2×2 mm und 2×10 mm variiert, ebenso wurde als Capacität einmal eine solche von 2500 cm, das andere Mal eine solche von 5000 cm benutzt und die in der Primärspule des Induktors hineingeschickte Energie mit einem Präcisionswattmeter gemessen, dessen Angaben nur relativ zu betrachten sind.

Die Resultate sind in folgender Tabelle wiedergegeben:

Wattmeter	3	6	6,5	13,5	29	36	45
Λ	0,025	0,025	0,025	0,025	0,0218	0,0214	0,0232

Eine Aenderung der Dämpfung ist also nicht vorhanden. Die Energie der Ausstrahlung ist also proportional der im Kreise schwingenden Energie, da die Dämpfung der Antenne vorwiegend als Strahlungsdämpfung auftritt.

Zusammenstellung der Resultate.

Die mitgeteilten Untersuchungen haben folgende Resultate ergeben:

1. Es wird nachgewiesen, dass die verteilte Capacität längerer Messkreise bei der Berechnung der Dämpfung berücksichtigt werden muss.
2. Eine feste Kopplung zwischen den Schwingungskreisen und dem Messkreise bewirkt eine Zunahme des Dekrementes, deren Grösse von dem ursprünglichen Dekrement der Schwingungen unabhängig ist.
3. Die theoretisch gefundene Beziehung
$$\Lambda = \frac{w}{2\,Ln},$$
bezugsweise eine geradlinige Beziehung zwischen w und Λ wird experimentell bestätigt für:
   a) Den ungekoppelten Primärkreis.
   b) Die lose gekoppelte Antenne.
   c) Die durch feste Kopplung entstehenden beiden Wellen.
4. Es wird nachgewiesen, dass die Zunahme der Funkendämpfung bei Zuschalten von Widerstand in den Schwingungskreis entweder vernachlässigt werden kann, oder in einer linearen Beziehung zu diesem Widerstande steht.
5. Die Dämpfungen der Kopplungswellen gleicher Frequenz sind gleich.
6. In festgekoppelten Systemen ist die Dämpfung der Welle höherer Frequenz im Gegensatz zur Theorie[1]) grösser als diejenige niederer Frequenz. Die erstere nimmt jedoch mit wachsendem Zusatzwiderstande schneller zu als die letztere, sodass schliesslich das umgekehrte Verhältnis eintritt.
7. Es ist für einfache und gekoppelte Systeme mit Funkenstrecke eine bestimmte Beziehung zwischen Dämpfung und Maximalamplitude ermittelt, die sich angenähert durch folgende Formel ausdrücken lässt:
$$a = \frac{c}{\Lambda^2 + c_1 \Lambda^4}$$
8. Es wird festgestellt, dass bei sehr loser Kopplung die Dämpfung in der Antenne Λ_a von der des Primärkreises Λ_p abhängt und dass Λ_a eine Funktion von Λ_p ist.
9. Bei Stosserregung ist die Dämpfung der Antenne von der Intensität der erregenden Schwingung unabhängig.

Zum Schlusse möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Schmidt, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke und der durch das mir bewiesene Interesse und durch fördernden Rat meine Untersuchungen unterstützt hat, meinen ergebensten Dank aussprechen. Zugleich bin ich auch Herrn Dr. Kaiser und Herrn cand. math. Sommermeier zu verbindlichem Danke verpflichtet.

[1]) Drude, Ann. d. Phys., 13p. 512 ff. 1904.

Lebenslauf.

Geboren bin ich, Florus Felix Gerth, evangelischer Konfession, am 26. Juni 1885 zu Nitzschka (Sachsen-Altenburg) als Sohn des Gutsbesitzers Albin Gerth und dessen Ehefrau Elly geb. Kirmse. Meine erste Schulbildung genoss ich in der Schule zu Nitzschka, sodann in der Vorschule zu Altenburg (S.-A.). Von Ostern 1895 ab besuchte ich das dortige Realgymnasium, an dem ich Ostern 1904 die Reifeprüfung bestand. Seit dieser Zeit habe ich mich an den Universitäten Leipzig, Jena, München und Halle dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften gewidmet. Am 31. Juli 1909 bestand ich das Examen rigorosum.

Teilgenommen habe ich an den Vorlesungen, Seminarien und Uebungen der folgenden Herren Professoren und Docenten:

in Leipzig:

Chun, Hantsch, Hausdorff, Heinze, Neumann, Pfeffer, Wiener, Zirkel;

in Jena:

Häckel, Haussner, Stahl.

in München:

Doflein, Giesenhagen, Goldschmidt, Graetz, Perron, v. Weber, Voss;

in Halle:

Dorn, Fries, Gutzmer, Karsten, Schmidt, Wangerin.

Sie alle mögen meines dauernden Dankes verpflichtet sein.